

обратной засветке структур достаточно высокую фоточувствительность в спектральной полосе $0.5 < \lambda < 0.9$ мкм. При этом квантовая эффективность образцов в указанном спектральном диапазоне близка к значениям, полученным при прямой засветке структур, и приближается к 0.9.

Как известно [1], высокая оптическая прозрачность фронтальных областей оказывает также положительное воздействие на увеличение быстродействия, так как в результате практического исключения диффузионных процессов фототок формируется преимущественно дрейфом фотоносителей через область пространственного заряда. Оценка времени дрейфа $\tau \approx l_{\text{ОПЗ}} / \mu E$ (где $l_{\text{ОПЗ}}$ — толщина области пространственного заряда, μ — подвижность электронов) через область пространственного заряда для типичного значения напряженности электрического поля $E \approx 10^4$ В/см дает значение $\tau \approx 30$ пс. Однако экспериментально полученные значения времени фотоотклика (для сопротивления нагрузки $R_{\text{н}} \approx 50$ Ом) более чем на порядок превышает время дрейфа, что обусловлено, видимо, влиянием емкости обедненного слоя. Отметим, что удельная емкость образцов при нулевом смещении составляет $C_{\text{уд}} = 0.7 \dots 1.1 \cdot 10^4$ пФ/см² и уменьшается почти в 2 раза при запирающем смещении 5 В. Это указывает на то, что времена фотоотклика, соответствующие временам дрейфа фотоносителей, обеспечиваются в образцах с площадью $1 \cdot 10^{-4}$ см² и менее.

Зависимости фототока от интенсивности света (рис. 2, б) при всех способах засветки образцов близки к линейным. При одновременном освещении с двух сторон структур равной интенсивностью фототок возрастает в 1.8...2 раза по сравнению с односторонним освещением (рис. 2, а). Так как разделение фотогенерированных носителей в условиях двустороннего освещения происходит в одном $p^+ - n$ -переходе, то при одинаковом значении темнового тока с одностороннечувствительными фотоприемниками (темновой ток в описываемых структурах составляет 10^{-7} А/см²) достигнутые в данной работе более высокие значения фототока при двустороннем освещении могут обеспечить также улучшение пороговой чувствительности фотоприемников, особенно при регистрации рассеянных световых сигналов сравнительно низкого уровня.

Список литературы

- [1] Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 526 с.
- [2] Miller R. C., Schwarts B., Koszi L. A., Wagner W. R. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 33. P. 721.
- [3] Александров С. Н., Ильинская Н. Ф., Неменов М. И., Рыбкин Б. С. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Минск: Наука и техника, 1985. Ч. 1. С. 51.
- [4] Алферов Ж. И. // ФТП. 1967. Т. 1. Вып. 3. С. 436.
- [5] Алферов Ж. И., Андреев В. М., Вакарельска К. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 193.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 2. 456 с.

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.

ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ β -БОРАТА БАРИЯ

Г. Г. Гурзджян, А. С. Оганесян, А. В. Петросян, Р. О. Шаргатунян

1. Среди различных кристаллов, обладающих нелинейными свойствами, в последнее время большой интерес вызывают монокристаллы β -бората бария. Первые сообщения о совокупности физических свойств, выгодно выделяющих монокристаллы β -бората бария из группы нелинейных кристаллов, были сделаны в работах [1-5]. В частности, показано, что эффективный коэффициент генерации второй гармоники β -бората бария в 5-6 раз выше, чем у монокристаллов КДР. Кристаллы имеют широкую область пропускания 190-3500 нм, а также высокий порог разрушения.

В настоящей работе исследованы некоторые особенности как процессов выращивания монокристаллов β -бората бария, так и их применение для ГВГ пикосекундного $\text{YAlO}_3 : \text{Nd}^{3+}$ лазера.

2. Метаборат бария существует в двух модификациях: высокотемпературная (α) и низкотемпературная (β), фазовый переход которых обратим. Температура фазового перехода между α - и β -фазами равна 925 ± 5 °С [6]. Авторы [1] отмечают, что нелинейными свойствами обладает низкотемпературная фаза бората бария.

В работах [1, 6] показана возможность получения монокристаллов β -бората бария методом раствор-расплавной кристаллизации. Предложен ряд соединений, которые могут быть использованы в качестве флюсов, позволяющих проводить кристаллизацию при температурах ниже температуры фазового перехода.

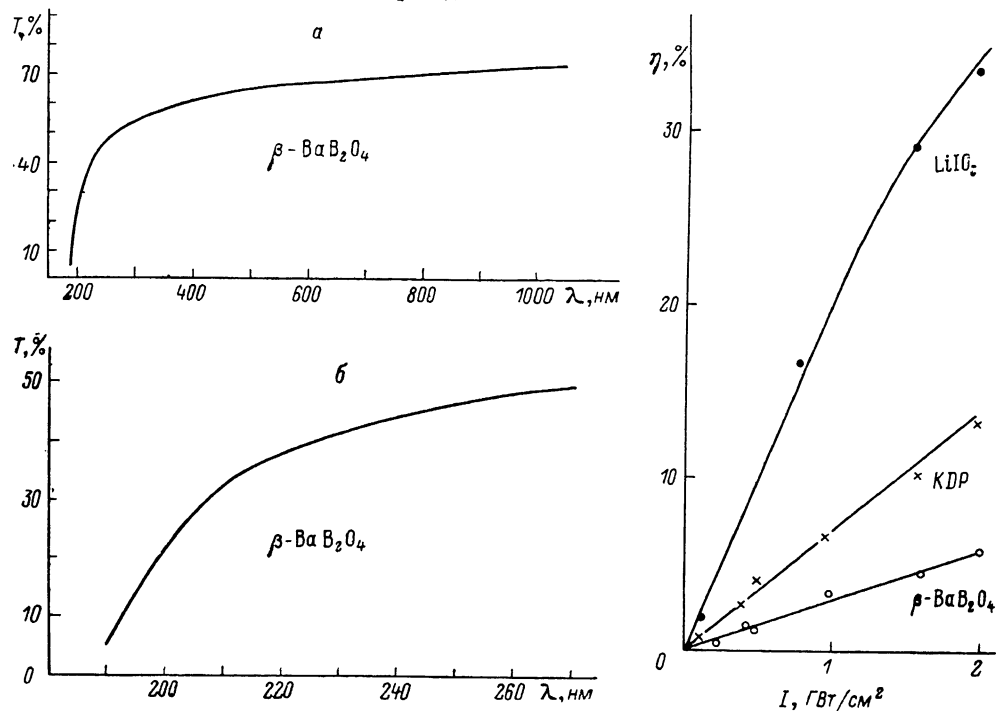


Рис. 1. Спектр пропускания монокристалла β - BaB_2O_4 толщиной 1.6 мм в области 190–1100 (а) и 190–270 нм (б).

Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования от интенсивности при ГВГ излучения АИ : Nd лазера (1.08 мкм) в β - BaB_2O_4 ($L=1.6$ мм), KDP ($L=14.6$ мм) и LiIO_3 ($L=6.4$ мм).

В настоящей работе выращивание кристаллов β -бората бария производилось из системы BaB_2O_4 — $\text{BaB}_2\text{O}_4 \cdot \text{Na}_2\text{O}$ с эвтектической температурой 755 °С. Шихта для выращивания кристаллов синтезировалась методом твердофазного синтеза из исходных компонентов BaCO_3 и H_3BO_3 . Первоначально в качестве искусственного центра кристаллизации была использована платиновая проволока. Наросшие на платиновую проволоку монокристаллы были в дальнейшем использованы в качестве заготовок для ориентированного выращивания кристаллов. Качество выращенных кристаллов существенно зависит от скорости понижения температуры расплава. При скоростях понижения температуры более 3 °С/ч в кристаллах наблюдаются включения растворителя. Выращенные кристаллы отрывали от расплава, после чего температура в тигле плавно понижалась до комнатной. Из выращенных монокристаллов были изготовлены оптические элементы с геометрическими размерами $10 \times 5 \times 1.6$ мм.

3. На рис. 1, а, б представлены спектры пропускания кристалла β -бората бария толщиной $L=1.6$ мм в области 200–1000 нм и в УФ области 190–270 нм (в более крупном масштабе). Как видно из рис. 1, б, УФ край поглощения β -бората бария соответствует $\lambda=190$ нм (5 % пропускания). Приведенные спектры не нормированы на френелевские отражения от граней кристалла.

С использованием элемента из монокристалла β -бората бария толщиной $L=1.6$ мм исследовалась ГВГ лазера на алуминате иттрия с Nd^{3+} пассивной синхронизацией мод:

$\lambda=1.08$ мкм, $\tau=15$ пс, $E \approx 1$ мДж. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента преобразования в $\lambda=0.54$ мкм от интенсивности лазерного излучения. Для сравнения эффективности преобразования также исследовалась ГВГ в кристаллах LiIO_3 ($L=6.4$ мм) и KDP ($L=14.6$ мм). Экспериментальные результаты сравним с теоретическим расчетом для $d_{3\phi\phi}$, используя литературные данные для нелинейных коэффициентов [7-9],

$$\text{BBO} : d_{3\phi\phi} = d_{31} \sin \theta - d_{11} \cos \theta \cos 3\varphi = 15.0 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}, \quad (1)$$

$$\text{KDP} : d_{3\phi\phi} = d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}, \quad (2)$$

$$\text{LiIO}_3 : d_{3\phi\phi} = d_{15} \sin \theta = 27.6 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}. \quad (3)$$

Используя приближение заданного поля при небольших коэффициентах преобразования [10], нетрудно получить соотношения между коэффициентами преобразования в исследованных кристаллах LiIO_3 , KDP и BBO

$$\eta(\text{LiIO}_3)/\eta(\text{BBO}) = 7.1, \quad \eta(\text{KDP})/\eta(\text{BBO}) = 2.3, \quad (4)$$

что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами рис. 2. Коэффициент преобразования в β -борате бария при интенсивностях излучения 2.0 ГВт/см² составляет 6.1% (с учетом френелевских отражений и поглощения в кристалле 9%). Экспериментально измеренная угловая ширина синхронизма в β -борате бария ($L=1.6$ мм) равнялась

$$2\Delta\theta = (3.07 \pm 0.15) \text{ мрад}. \quad (5)$$

Нами также исследовался порог поверхностных повреждений кристаллов β -бората бария при воздействии одиночных пикосекундных лазерных импульсов: при $\lambda=1.08$ мкм и $\tau=15$ пс порог составляет $250-350$ ГВт/см², а при $\lambda=0.54$ мкм и $\tau=15$ пс — $120-150$ ГВт/см².

Список литературы

- [1] Huang Qing-zehn, Liang Jing-kui // Acta Sinica. 1981. Vol. 30. N 4. P. 559—564.
- [2] Chen C., Wu B., Jiang A., You G. // Scientia Sinica (Ser. B). 1985. Vol. 28. N 3. P. 235—243.
- [3] Kato K. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. QE-22. N 7. P. 1013—1014.
- [4] Cheng L. K., Bosenberg W. R., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 3. P. 175—177.
- [5] Münchenheim W., Lokai P., Burghardt B., Basting D. // Appl. Phys. B. 1988. Vol. 45. P. 259—261.
- [6] Jiang A., Cheng F., Lin Q. et al. // J. Cryst. Growth. 1986. Vol. 79. N 1—3. Pt 2. P. 963—969.
- [7] Никогосян Д. Н. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 4. С. 5—26.
- [8] Eimerl D., Davis L., Velsko S. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1968—1983.
- [9] Qiu P., Penzkofer A. // Appl. Phys. B. 1988. Vol. 45. P. 225—236.
- [10] Цернике Ф., Мидвинтер ДИ. // Прикладная нелинейная оптика. М., 1976. С. 262.

Ереванский государственный
университет
НПО «Лазерная техника»

Поступило в Редакцию
14 ноября 1989 г.

МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ В ЛАЗЕРЕ НА ПАРАХ МЕДИ

Е. Т. Аксенов, М. О. Никончук, Р. И. Окунев, В. Ю. Петрунькин

В настоящее время проявляется большой интерес к созданию лазеров на парах меди с наносекундной длительностью импульса, которые могут использоваться в научных и технических целях [1]. Лазер на парах меди имеет высокий коэффициент усиления активной среды и небольшое время существования инверсии, что обуславливает сравнительно короткую длительность импульса излучения, которая в стандартных условиях составляет величину около 20 пс [2]. В ряде случаев требуется меньшая длительность импульса. Одним из путей уменьшения длительности является использование внутрирезонаторной модуляции.